

Ein theoretisches Modell für den Tagesgang der Atmosphärentemperaturen

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians-Universität

zu München

vorgelegt

von

Reiner Gebhart

aus Erding bei München

1965

Berichterstatter: Prof. Dr. F. Möller

Mitberichterstatter: Prof. Dr. G. Hollmann

Tag der Einreichung: 13. 11. 1964

Tag der mündlichen Prüfung: 27. 1. 1965

Ein theoretisches Modell für den Tagesgang der Atmosphärentemperaturen*

Von

REINER GEBHART**

Meteorologisches Institut der Universität München

Mit 12 Abbildungen

(Eingegangen am 8. April 1965)

Zusammenfassung

Der durch Absorption der kurzwelligen Sonnenstrahlung und durch Emission der langwelligen Molekülstrahlung bedingte Tagesgang der Atmosphärentemperaturen wird berechnet. Die für die Gase Wasserdampf, Kohlensäure, Ozon durchgeführten Berechnungen sehen von Energietransport durch Turbulenz, Kondensation, Vertikalbewegung und Advektion ab. Vorgegeben werden die vertikalen Verteilungen der Absorber sowie der Temperaturtagesgang der Erdbodenoberfläche.

Die Ergebnisse sind die partikulären Lösungen des Differentialgleichungssystems, das den Temperaturgang in 15 Niveaus der Troposphäre und Stratosphäre beschreibt. Neben dem Tagesgang werden auch die Strahlungsgleichgewichtstemperaturen bis zu 50 km Höhe berechnet. Besonders studiert werden die Einflüsse der vertikalen Massenverteilung der Absorber, der Jahreszeit und der geographischen Breite sowie des Tagesganges der Erdbodentemperatur. Das den Berechnungen zugrunde liegende Modell wird beschrieben.

Die Amplituden der Tagesschwankung sind am größten in einer Höhe von etwa 40 km und betragen dort rund 3° über dem Äquator, $0,5^\circ$ über dem Pol. In der Troposphäre sind die Amplituden eine Zehnerpotenz kleiner als in der Stratosphäre.

Summary

The diurnal temperature variation of the atmosphere caused by the absorption of shortwave solar radiation and by the emission of longwave molecular radiation is computed. These computations are carried out for water vapor, carbon dioxide, and ozone disregarding energy transport by turbulence, condensation, vertical motion, and advection. The vertical distributions of the absorbing gases and the diurnal temperature variation of the earth's surface are regarded as given.

The results are the particular solutions of a system of differential equations describing the temperature variations at 15 levels of the troposphere and stratosphere. Besides the diurnal variations the radiation equilibrium temperatures up to 50 km altitude are computed. Special attention is given to the influence of different vertical mass distributions of the absorbing gases, and to the effect of the seasons, of geographical latitude, and of the diurnal temperature variation of the earth's surface.

The amplitudes of the daily temperature oscillations are largest at about 40 km elevation. They are here about 3 degrees over the equator, 0.5 degrees over the pole. In the troposphere the amplitudes are smaller by a power of ten than in the stratosphere.

* Dissertation an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität München.

** Dr. REINER GEBHART, Meteorologisches Institut der Universität München, 8 München 13, Amalienstraße 52/III.

Résumé

L'auteur calcule la variation diurne de la température due à l'absorption du rayonnement solaire de courte longueur d'onde et du rayonnement moléculaire de grande longueur d'onde. Le calcul tient compte de la présence de vapeur d'eau, de dioxyde de carbone et d'ozone, par contre les effets du transport d'énergie par turbulence, de la condensation, du mouvement vertical et de l'advection ont été négligés. La distribution verticale des gaz absorbants et la variation diurne de la température de la surface de la terre sont supposées données.

Les variations diurnes de la température à 15 niveaux choisis dans la troposphère et la stratosphère sont données par les solutions particulières d'un système d'équations différentielles. L'auteur a calculé en outre les températures d'équilibre de rayonnement jusqu'au niveau de 50 km. L'influence de distributions verticales différentes des gaz absorbants, des saisons, de la latitude géographique et de la variation diurne de la température de la surface de la terre a été prise en considération. Le modèle théorique sur lequel l'auteur a basé ses calculs est décrit.

L'amplitude de la variation diurne de la température atteint, à 40 km d'altitude, sa valeur maximale, celle-ci est de 3°C à l'équateur et 0,5°C au pôle. Dans la troposphère, l'amplitude est d'un ordre de grandeur inférieur à celui de l'amplitude dans la stratosphère.

A. Das Modell

1. Die durch Strahlung hervorgerufenen Temperaturänderungen

In jüngster Zeit haben F. MÖLLER und S. MANABE [24, 29, 30] das Problem des Strahlungsgleichgewichtes und des atmosphärischen Wärmehaushaltes bearbeitet. Auf ihren Untersuchungen baut die vorliegende Arbeit auf. Sie beschäftigt sich mit dem Tagesgang der Temperaturen der Atmosphäre.

Wir beschränken uns dabei auf Energietransport durch Strahlung allein und betrachten die durch die langwellige und die kurzwellige Strahlungsdivergenz in einem beliebigen Höhengniveau der Atmosphäre hervorgerufene Temperaturänderung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{LS} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{KS}. \quad (1)$$

In der Troposphäre ist diese Beschränkung sicher unberechtigt, weil der Energietransport durch Kondensation, Advektion und Austausch nicht vernachlässigt werden darf. In der Stratosphäre sind die Kondensationsvorgänge unbedeutend, aber Advektion und Austausch wirksam. Die bisherigen Untersuchungen des reinen Strahlungsgleichgewichtes [24, 29, 30] haben jedoch für die Stratosphäre keine unvernünftigen Ergebnisse gebracht.

Die Atmosphäre ist im Strahlungsgleichgewicht, wenn für jedes Höhengniveau gilt:

$$0 = \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{LS} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{KS}. \quad (2)$$

Das kurzwellige Glied (Index *KS*) hängt von der Jahreszeit, der geographischen Breite und der vertikalen Verteilung der dominierenden Absorber ab, das langwellige (*LS*) von der Absorberverteilung und der Temperaturverteilung. Beide Glieder sind Funktionen der Tageszeit. Durch (2) wird also ein von der Tageszeit abhängiges Strahlungsgleichgewicht definiert. Später wird der Begriff Strahlungsgleichgewicht nur noch für Tagesmittel benützt. Bei festliegender vertikaler Absorberverteilung ergibt sich der kurzwellige Term aus der Weglänge der Sonnenstrahlen in der Atmosphäre, der langwellige Term kann numerisch ermittelt werden [9, 32, 60]. Die Gültigkeit der Gesetze der langwelligen Strahlung setzt das Vorhandensein des thermodynamischen Gleichgewichts der Atmosphäre voraus: Die Temperaturänderung entlang einer freien Weglänge muß klein sein im Vergleich zur absoluten Tempera-

tur des Gases. Bis zu 50 km Höhe erstrecken sich die Untersuchungen dieser Arbeit; in diesem Höhenbereich ist die erwähnte Voraussetzung erfüllt [7, 11].

Die in dieser Arbeit berechneten Tagesgänge der Temperaturen $T(t)$ der Atmosphäre sollen die folgende Bedingung erfüllen:

$$\int_{T_{ag}} \left\{ \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{LS} + \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_{KS} \right\} dt = 0. \quad (3)$$

Für jedes Atmosphärenniveau wird also im Mittel über einen Tag die Summe aus der langwelligen und kurzwelligen Strahlungsdivergenz verschwinden; es sollen nur periodische Temperaturänderungen existieren.

2. Die Absorber und ihre vertikale Verteilung

Die dominierenden Absorber sowohl der kurzwelligen als auch der langwelligen Strahlung sind Wasserdampf, Kohlensäure und Ozon. Wasserdampf gelangt von der Erdoberfläche in die Atmosphäre, Ozon entsteht in einem photochemischen Prozeß mit dem Sauerstoffmolekül [6, 12, 40]. Unsere Ausgangsgleichung für den Tagesgang der Temperatur muß auf die drei Absorber angewendet werden. Wir schreiben die Gl. (1) etwas ausführlicher:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \sum_1^3 \left(\frac{g}{c_p} \cdot \frac{\partial F}{\partial u} \cdot \frac{du}{dp} + \frac{g}{c_p} \cdot \frac{\partial a}{\partial u} \cdot \frac{du}{dp} \cdot \cos \zeta \right). \quad (4)$$

T	Temperatur [$^{\circ}\text{K}$]
t	wahre Ortszeit [min]
g	Schwerebeschleunigung
c_p	spezifische Wärme der Luft bei konst. Druck [$\text{cal} \cdot \text{gr}^{-1} \cdot \text{grad}^{-1}$]
F	resultierender langwelliger Strahlungsstrom [$\text{cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$] mit positiver Richtung von unten nach oben
u	Gasmasse bei Normalbedingungen, abwärts gezählt [cm l.e.] bei H_2O bzw. [cm NTP] bei CO_2 und O_2
p	Luftdruck [mb = $10^3 \text{ dyn} \cdot \text{cm}^{-2}$]
a	von der Gasmasse u absorbierte kurzwellige Strahlung [$\text{cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$]
$\zeta(t)$	Zenitdistanz der Sonne.

Die Massenverteilungen $u = u(p, t)$ müssen bekannt sein. Im folgenden wird von einer Zeitabhängigkeit der Absorberverteilung abgesehen. $u = u(p)$ ist besonders hinsichtlich des Wasserdampfes [2] und des Ozons [6, 26, 47] eine vereinfachende Modellannahme. Die hier zitierten Messungen betreffen den Gesamtgehalt an Wasserdampf bzw. Ozon. Es liegen noch keine Meßreihen $u(p, t)$ für einzelne Niveaus der Atmosphäre vor.

Aus Radiosondenaufstiegen und Beobachtungen an der Erdoberfläche haben K. TELEGADAS und J. LONDON [53] und J. LONDON [27] vertikale Feuchteverteilungen für die untere Troposphäre in verschiedenen Breiten und Jahreszeiten ermittelt. R. MURGATROYD, P. GOLDSMITH und W. HOLDING [38] und G. TUCKER [55] liefern Feuchtwerte für die obere Troposphäre, die mit hochfliegenden Flugzeugen gemessen worden sind. Unabhängig von der geographischen Breite und der Jahreszeit nähert sich nach diesen Autoren der Frostpunkt einem konstanten Wert bei rund 15 km Höhe. Von F. BARCLAY u.a. [1] stammt eine Darstellung von Feuchtwerten bis zu 30 km. D. MURCRAE u.a. [37] geben konstantes Mischungsverhältnis

oberhalb 28 km an. Aus einer Arbeit von H. MASTENBROOK und J. DINGER [28] entnehmen wir konstantes Mischungsverhältnis von $3 \cdot 10^{-6}$ ab 15 km Höhe. S. MANABE und F. MÖLLER haben in ihren Berechnungen [29] konstantes Mischungsverhältnis über 30 km angesetzt. In dieser Arbeit ist das Mischungsverhältnis über 35 km konstant gesetzt worden. Nach neuesten Ergebnissen von H. MASTENBROOK und P. GOLDSMITH [34] muß allerdings schon ab 15 km mit konstantem Mischungsverhältnis gerechnet werden. In Abschnitt C 3 wird diese Frage nochmals angeschnitten.

Der Kohlensäuregehalt der Atmosphäre ist in dem von unserem Modell erfaßten Bereich konstant. Aus dem Handbook of Geophysics of USAF entnehmen wir ein Mischungsverhältnis von 0,0456 Gewichtsprozenten. Die Verteilung der Kohlensäure kann also aus der Druckverteilung berechnet werden.

Ozonverteilungen für verschiedene Breiten und Jahreszeiten liefert C. NORMAND [39]. Nach E. VIGROUX [58] sind diese Werte verbessert [29] worden. E. TØNSBERG und K. OLSEN [54] geben an, welche Höhenverteilung für eine vorgegebene Gesamtmenge angebracht ist. Die für unsere Zwecke unbefriedigende Darstellung bei 50 km Höhe ist nach R. RAWCLIFFE u.a. [48] ergänzt worden.

3. Die Absorptionsbanden und ihre Korrekturen

Die Absorptionsbanden des Wasserdampfes, der Kohlensäure und des Ozons sind aus einer Vielzahl von Absorptionslinien verschiedener Intensität und Lage aufgebaut. Die Halbwertsbreiten der Absorptionslinien hängen ab von Druck und Temperatur. Da die Wirkungsquerschnitte verschiedener miteinander stoßender Gasmoleküle nicht gleich sind, hat man zu unterscheiden zwischen Eigendruckverbreiterung und Fremddruckverbreiterung [21, 22, 44, 50, 52]. Verbreiterung der Absorptionslinien führt zu Überlappung mit benachbarten Bandenlinien des eigenen Gases oder eines anderen Gases.

Es bereitet große Schwierigkeiten, diese komplizierten Absorptionsverhältnisse mathematisch streng zu formulieren [43]. So kann man nach KAPLAN die Absorption der Kohlensäure durch ein regelmäßiges Liniensystem, ein sogenanntes ELSASSER-Modell [9] annähern, während nach GOODY [14] und GODSON [13] die Absorption des Wasserdampfes und des Ozons besser durch das statistische GOODY-Modell [15] beschrieben wird, in dem die Intensitäten, Halbwertsbreiten und Linienabstände nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit verteilt sind.

In der nachfolgenden Tabelle sind die kurzwelligen und langwelligen Banden aufgeführt, die in dieser Arbeit berücksichtigt werden.

Berücksichtigte Absorptionsbanden

Kurzwellige Absorption

H_2O	0,75	0,85	0,94	1,1	1,38	1,87	2,7	3,2	6,3 μ
CO_2	1,4	1,6	2,0	2,7	4,3	4,8	5,2 μ		
O_3	0,2—0,37 μ		0,44—0,76 μ						

Langwellige Absorption

H_2O	6,3 μ	8—13 μ	17—24 μ	> 24 μ
CO_2	15 μ			
O_3	9,6 μ			

Zur Ermittlung der kurzwelligen Strahlungsströme ist neben der Absorptionsverteilung in den Banden die Kenntnis des extraterrestrischen Sonnenspektrums [20] notwendig, das ja erheblich von der idealen Intensitätsverteilung eines schwarzen Körpers abweicht [31]. Die kurzwellige Absorption ist eine Funktion der Wellenlänge und der durchstrahlten Gasmasse.

Bei der Berechnung der langwelligen Strahlungsströme folgen wir in Abschnitt B 2 YAMAMOTO [29, 60], in dessen Strahlungsdiagramm die Temperaturabhängigkeit der Absorptionslinien-Intensitäten eingearbeitet ist. Für eine einfache numerische Durchführung der notwendigen Integrationen werden folgende, über die angeführten Banden gemittelte Funktionen eingeführt:

a) Mittlere Absorptionsfähigkeit einer Wasserdampfschicht von 300°K

$$\bar{\varepsilon}_f(u, T) = \frac{1}{\frac{dB}{dT}} \cdot \int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} \cdot [1 - \tau_f(k_\nu \cdot u)] \cdot d\nu$$

$$\pi \cdot B(T) = \int_0^\infty \pi B_\nu(T) d\nu = \sigma T^4$$

τ_f Transmissionsfunktion einer Schicht [9, 31],

k_ν Absorptionskoeffizient bei der Frequenz ν [9, 31].

b) Mittlere Emissionsfähigkeit einer Wasserdampfschicht von 220°K

$$\varepsilon_f(u, T) = \frac{1}{B} \cdot \int_0^\infty B_\nu \cdot [1 - \tau_f(k_\nu \cdot u)] \cdot d\nu.$$

c) Mittlere Band-Absorptionsfähigkeit für CO_2 und O_3

$$\varepsilon_f(u, T) = \frac{1}{\Delta\nu} \cdot \int_{\Delta\nu} [1 - \tau_f(k_\nu \cdot u)] \cdot d\nu.$$

Obwohl von gleicher physikalischer Bedeutung, sind die Worte „Absorption“ und „Emission“ zur Unterscheidung der beiden verschiedenen Definitionen von $\bar{\varepsilon}$ und ε benützt. Der Einfluß der Temperatur auf die Intensität der Absorptionslinien wird bei Kohlensäure durch Verwendung verschiedener Absorptionsfunktionen [29] berücksichtigt.

Bei Ozon ist der Temperatureinfluß auf die Linien [45] unbedeutend.

Der Einfluß des Druckes auf die Halbwertsbreite der Absorptionslinien kann durch Einführung einer reduzierten Gasmasse erfaßt werden, da im Argument der Transmissionsfunktion τ_f das Produkt aus dem Absorptionskoeffizient k_ν und der Gasmasse auftritt, k_ν aber nach Messungen einer Potenz des Gesamtdruckes proportional gesetzt werden kann [31]:

$$u_r = \int_{\Delta p} \left(\frac{p}{1000} \right)^\kappa du.$$

Tabelle 1. Verwendete κ -Werte

	kurzwellig	langwellig
H_2O	0,6	0,6
CO_2	0,85	0,85
O_3	0	0,3

Für Kohlensäure und Ozon ersetzen wir $B(T)$ durch $b(T)$, wobei:

$$b(T) = B(T) \cdot f(T).$$

$f(T)$ gibt den Anteil der Bande an der schwarzen Strahlung der Temperatur T an.

4. Die Niveaueinteilung

Die oben beschriebenen Betrachtungen [Gl. (4)] sollen für fünfzehn Höhenniveaus der Troposphäre und Stratosphäre durchgeführt werden. Die Niveaus werden von oben nach unten gezählt, die Erdbodenoberfläche gilt als 16. Niveau. Als Druckverteilung wird die der Standard-Atmosphäre verwendet [17].

Tabelle 2. *Druckverteilung der Standard-Atmosphäre*

Nr.	Höhe	Druck	Nr.	Höhe	Druck
—	km	mb	—	km	mb
1	50	0,88	9	13	165
2	45	1,61	10	11	227
3	40	3,00	11	9	308
4	35	5,90	12	7	411
5	30	11,9	13	5	540
6	25	25,3	14	3	701
7	20	55,3	15	1	898
8	15	121	16	0	1013

Die zwischen diesen Niveaus gelegenen Luftmassen werden als horizontal geschichtet angenommen, die Krümmung der Erde vernachlässigt. Ein Sonnenstrahl durchläuft dann eine horizontale Schicht auf einer Wegstrecke, die sich aus der Schichtdicke durch Multiplikation mit $\sec \zeta(t)$ ergibt. Es genügt, bei Sonnenstand im Horizont eine 40fache Schichtdicke zu verwenden [17], wodurch die Krümmung und Schichtung der Atmosphäre berücksichtigt wird. In 50 km Höhe soll keine langwellige Strahlung in die Atmosphäre eindringen. Der langwellige Anteil der Sonnenstrahlung, ebenso die Eigenstrahlung der über 50 km gelegenen Strahlermassen sind geringfügig.

Staub- und Dunstfelder, die starke Erwärmungen hervorrufen könnten [61], ebenso Wolken [25] werden nicht in Betracht gezogen. Der Tagesgang der Temperatur der Erdoberfläche wird vorgegeben.

H. FIMPEL [10] hat Bodentemperaturen mit Strahlungsmeßgeräten gemessen. Nach seinen Unterlagen wird das Maximum der Oberflächentemperatur bei Sonnenhöchststand, das Minimum bei Sonnenaufgang angenommen (Tab. 3).

Tabelle 3. *Temperaturen einer Grasoberfläche. Juli, 50°*

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	h
14,7	14,1	13,6	13,1	13,5	15,6	19,5	23,4	26,1	28,2	29,8	30,4	°C
13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	h
29,9	28,6	26,8	24,9	22,8	20,9	18,9	17,5	16,8	16,3	15,8	15,2	°C

B. Die mathematische Formulierung

1. Die Ausgangsgleichung

Auf das System der fünfzehn Höhenniveaus angewandt lautet die erweiterte Gl. (4):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial t} \right)_i - \frac{g}{c_p} \sum_{l=1}^3 \left[\frac{\partial F(u_r)}{\partial u_r} \cdot \frac{du_r}{dp} \right]_{l,i} = \frac{g}{c_p} \sum_{l=1}^3 \left[\frac{\partial a(u_r \cdot m)}{\partial (u_r \cdot m)} \cdot m \cdot \frac{du_r}{dp} \right]_{l,i} \cdot \cos \zeta \quad (5)$$

$i = 1, \dots, 15$ Niveauindex

z.B.: T_i bedeutet Temperatur im Niveau i

u_i bedeutet Gasmasse über Niveau i

$l = 1, 2, 3$ Absorberindex in der Reihenfolge H_2O, CO_2, O_3

u_r reduzierte Gasmasse

$m = \dot{m}(t)$ schichtdickebezogene Weglänge der Sonnenstrahlen, $m \approx \sec \zeta$.

Wenn man die Gl. (5) als Vektorgleichung liest, wird die i -Indizierung hinfällig.

Zur Vereinfachung wollen wir den Gasmassenindex r im folgenden wieder weglassen ($u_r \rightarrow u$), desgleichen den Index f bei den in A3 eingeführten Größen ($\varepsilon_f \rightarrow \varepsilon$).

2. Der langwellige Strahlungsstrom

Im Niveau i ergibt sich der resultierende Strahlungsstrom F_i aus der Differenz der nach oben und unten gerichteten Ströme.

$$F_i = F_i \uparrow - F_i \downarrow.$$

Wir schreiben mit YAMAMOTO:

a) Wasserdampf

$$\begin{aligned} F_i &= \pi B(T_{16}) - \pi B(220) \cdot \varepsilon(u_i - u_1, 220) - \int_{B(T_1)}^{B(T_{16})} \bar{\varepsilon}(|u_i - u|, 300) \cdot \pi dB \\ &\quad - \pi \cdot \bar{\varepsilon}(u_i - u_1, 300) [B(T_1) - B(220)] \\ \left(\frac{\partial F}{\partial u}\right)_i &= -\pi B(220) \cdot \frac{\partial}{\partial u} \varepsilon(u_i - u_1, 220) - \int_{B(T_1)}^{B(T_{16})} \frac{\partial}{\partial u} \bar{\varepsilon}(|u_i - u|, 300) \pi dB \\ &\quad + \pi \cdot [B(220) - B(T_1)] \cdot \frac{\partial}{\partial u} \bar{\varepsilon}(u_i - u_1, 300). \end{aligned} \quad (6)$$

b) Kohlensäure, Ozon

$$\left(\frac{\partial F}{\partial u}\right)_i = -\pi b(T_i) \cdot \frac{\partial}{\partial u} \varepsilon(u_i - u_1, \bar{T}) - \int_{B(T_1)}^{B(T_{16})} \frac{\partial}{\partial u} \varepsilon(|u_i - u|, \bar{T}) \pi db. \quad (7)$$

Wenn man bei den obigen Integralen zur Summendarstellung übergeht derart, daß $\Delta B = B(T_i) - B(T_{i+1})$ bzw. $\Delta b = b(T_i) - b(T_{i+1})$, ergibt sich die durch langwellige Strahlung bedingte Temperaturänderung in einem Niveau als Linearkombination der schwarzen Strahlungen sämtlicher Niveautemperaturen einschließlich T_{16} und 220°K . Diese Summen werden in Gl. (5) eingesetzt.

3. Die kurzwellige Absorption

In Gl. (5) sind m und ζ periodische Funktionen der Ortszeit t . Der kurzwellige Term ist also eine gerade Funktion, die wir durch eine trigonometrische Summe $s_i(t)$ darstellen.

$$\frac{g}{c_p} \cdot \sum_{l=1}^3 \left[\frac{\partial a(u \cdot m)}{\partial (u \cdot m)} \cdot m \cdot \frac{du}{dp} \right]_{l,i} \cdot \cos \zeta = s_i(t). \quad (8)$$

Wenn die kurzwellige Strahlungsdivergenz in halbstündigen Abständen ermittelt wird, können aus diesen 48 Stützpunkten des Zeitintervalls 24 cos-Koeffizienten und ein nulltes Glied berechnet werden. Die Werte der 15 nullten Glieder liefern bei vorgegebener Bodentemperatur mit $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_i = 0$ die Bedingung des Strahlungsgleichgewichtes für eine Tagesperiode.

4. Das Gleichungssystem

Die Glieder mit der schwarzen Strahlung der Temperatur 220 °K in Gl. (5) werden auf die rechte Seite der Gleichung gebracht und zum nullten Koeffizienten von $s_i(t)$ addiert. Die Temperatur des Bodens $T_{16}(t)$ wird als periodische Funktion der Zeit gegeben. Die trigonometrische Summe für die Schwarzstrahlung des Bodens wird zu $s_i(t)$ addiert. Es werde die rechte Seite der Gl. (5) dadurch zu:

$$h_i(t) = a_{0,i} + \sum_{n=1}^{24} (a_{n,i} \cdot \cos nt + b_{n,i} \cdot \sin nt). \quad (9)$$

Nach Gl. (5) ist also $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_i$ eine lineare Funktion der schwarzen Strahlungen der 15 Niveautemperaturen und der periodischen Störfunktionen $h_i(t)$. Die Temperaturänderungen $\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)_i$, die Temperaturpotenzen T_i^4 und die Störfunktionen $h_i(t)$ werden zu 15-dimensionalen Vektoren zusammengefaßt:

$$\begin{array}{ccc} \vec{\cdot} & \vec{\cdot} & \vec{\cdot} \\ \vec{T}, T^4, & h(t). \end{array}$$

Mit dieser Schreibweise lautet das System der Gleichungen:

$$\vec{\cdot} \vec{T} + A \cdot T^4 = h(t). \quad (10)$$

Die quadratische Matrix A wird im folgenden langwellige Matrix genannt. Wenn die Elemente von A temperaturunabhängig sind, liefert Gl. (10) im zeitlichen Mittel mit $\vec{\cdot} \vec{T} = 0$ ein lineares Gleichungssystem für $\vec{\cdot} T^4$ und somit das Strahlungsgleichgewicht. Wenn die Elemente von A temperaturabhängig sind, besteht ein nichtlineares Gleichungssystem, das ebenfalls — wenn lösbar — das Strahlungsgleichgewicht liefert.

5. Die vereinfachenden Ansätze

Bevor wir uns der Berechnung des Tagesganges der Temperaturen in den 15 Niveaus zuwenden, haben wir einige vereinfachende Annahmen zu diskutieren.

Für die Temperatur T_i machen wir den Ansatz:

$$T_i = T_i^{Gl} + \theta_i(t). \quad (11)$$

T_i^{Gl} ist eine vorläufig angenommene Gleichgewichtstemperatur. Gl. (3) berechtigt zu dem Ansatz:

$$\theta_i(t) = \alpha_{0,i} + \sum_{n=1}^{24} (\alpha_{n,i} \cdot \cos nt + \beta_{n,i} \cdot \sin nt) \quad (12)$$

Eine verbesserte Strahlungsgleichgewichtstemperatur ist demnach $T_i^{Gl} + \alpha_{0,i}$; sie stimmt mit dem Tagesmittel von T_i überein.

In die Elemente der Matrix A gehen die in Abschnitt B3 erklärten Funktionen $\frac{\partial \varepsilon}{\partial u}$ und $f(T_i)$ ein. Näherungsweise wird $T_i(t)$ ersetzt durch T_i^{Gl} ; in die *Band-Absorptionsfähigkeit* der Kohlensäure führen wir als mittlere Temperatur $\bar{T}$ ein:

$$\bar{T} = \frac{1}{\Delta p} \int_{\Delta p} T^{Gl} dp. \quad (13)$$

Mit diesen Annahmen wird die Matrix A unabhängig von den Variablen T_i .

Ferner setzt man mit guter Näherung:

$$T_i^4 = (T_i^{Gl})^4 + 4 \cdot (T_i^{Gl})^3 \cdot \theta_i(t). \quad (14)$$

Die Gl. (10) wird damit zu folgender:

$$\dot{\overrightarrow{\theta}}(t) + A^* \cdot \overrightarrow{\theta}(t) = \overrightarrow{h^*}(t). \quad (15)$$

Es ist:

$$\overrightarrow{h^*}(t) = \overrightarrow{h}(t) - A \cdot \overrightarrow{(T^{Gl})^4}$$

$$A^* = 4 \cdot A \cdot \overrightarrow{(T^{Gl})^3}.$$

Die Indizierung * wird im folgenden wieder weggelassen.

6. Die Lösung des Gleichungssystems

$$\dot{\overrightarrow{\theta}}(t) + A \cdot \overrightarrow{\theta}(t) = \overrightarrow{h}(t). \quad (16)$$

In diese Gleichung führen wir Gl. (12) und deren Ableitung nach der Zeit ein. Koeffizientenvergleich liefert folgende Gleichungen für $\vec{\alpha}_0, \vec{\alpha}_n, \vec{\beta}_n$:

$$A \cdot \vec{\alpha}_0 = \vec{a}_0 \quad (17)$$

$$A \cdot \vec{\alpha}_n = \vec{a}_n - n \cdot E \cdot \vec{\beta}_n \quad (18)$$

$$A \cdot \vec{\beta}_n = \vec{b}_n + n \cdot E \cdot \vec{\alpha}_n \quad (19)$$

E = Einheitsmatrix.

Gl. (17) liefert die Korrektur der angenommenen Gleichgewichtstemperatur.

Da Matrices Gruppenstruktur haben, entsteht aus (18) und (19) nach kurzer Rechnung:

$$(n^2 \cdot E + A^2) \cdot \vec{\alpha}_n = -n \cdot \vec{b}_n + A \cdot \vec{a}_n \quad (20)$$

$$(n^2 \cdot E + A^2) \cdot \vec{\beta}_n = n \cdot \vec{a}_n + A \cdot \vec{b}_n.$$

Aus den Lösungsvektoren der Gleichungssysteme (20) werden die Temperatur-Tagesgänge aufgebaut.

C. Die Resultate

1. Die Jahreszeiten- und Breitenabhängigkeit

Die Diskussion der Ergebnisse möge mit einer Betrachtung der Abb. 1 bis 4 beginnen. Dort sind für die Monate Januar, April, Juli, Oktober und die Breiten 5° , 50° , 85° die Höhenverteilungen der Strahlungsgleichgewichtstemperaturen und der Tagesschwankungen sowie die Zeiten für das Eintreten der Extremwerte dargestellt.

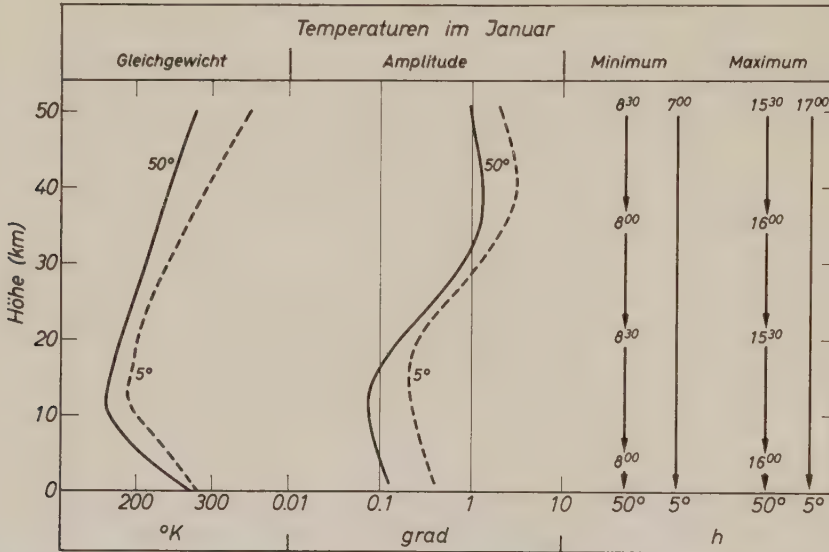


Abb. 1. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen, Amplituden des Tagesganges und Zeitpunkt für Minimum und Maximum im Monat Januar

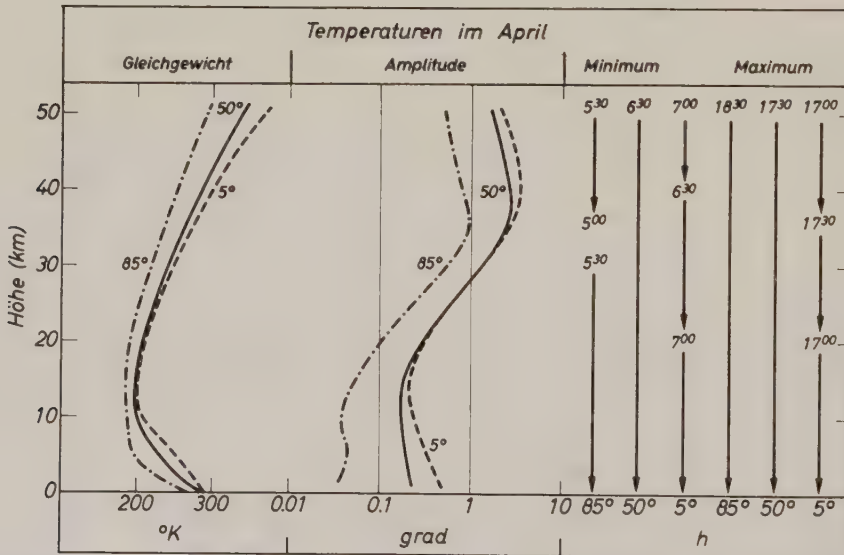


Abb. 2. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen, Amplituden des Tagesganges und Zeitpunkt für Minimum und Maximum im Monat April

Das Temperaturgleichgewicht ist im linearen °K-Maßstab, die tägliche Schwankung um das Temperaturgleichgewicht im grad-Maßstab (logarithmisch) dargestellt. Die Zeitangaben gelten für die Höhenniveaus des Modells. Im Anschluß an die Abbildungen sind die verwendeten reduzierten Massenverteilungen für Wasserdampf und Ozon wiedergegeben (Tab. 4 und 5).

Für sämtliche Breiten werden die Gleichgewichtstemperaturen den Jahreszeiten entsprechend qualitativ richtig wiedergegeben; viel zu hohe Temperaturen stellen wir allerdings in 50 km, insbesondere bei langer Sonnenscheindauer fest. Die möglichen Ursachen werden

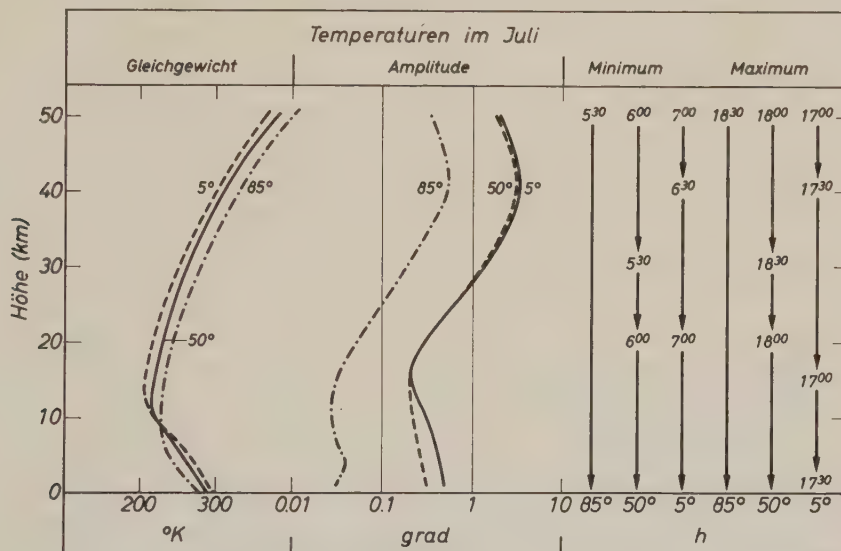


Abb. 3. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen, Amplituden des Tagesganges und Zeitpunkt für Minimum und Maximum im Monat Juli

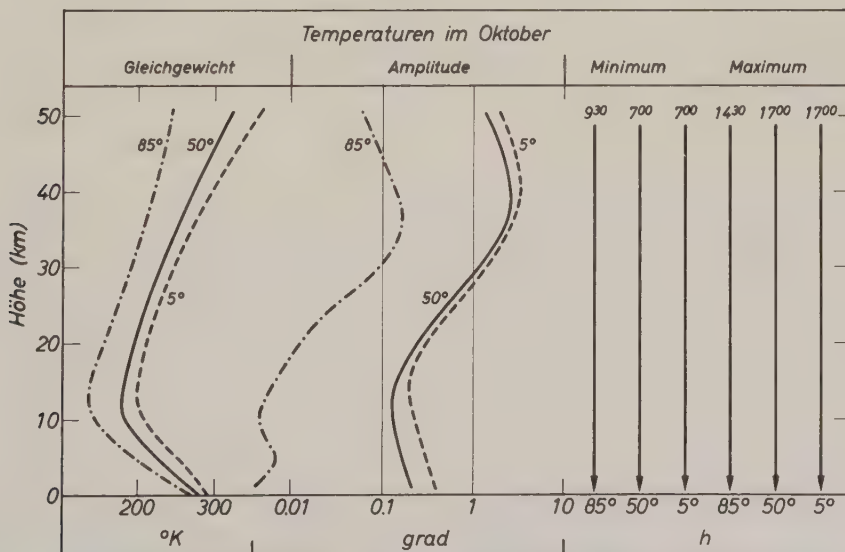


Abb. 4. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen, Amplituden des Tagesganges und Zeitpunkt für Minimum und Maximum im Monat Oktober

später diskutiert. Größte jahreszeitliche Gleichgewichtsvariationen stellt man über dem Pol, kleinste über dem Äquator fest; die Tropopausenhöhe nimmt zum Pol hin ab. Nur in zwei Fällen wird in der Troposphäre der trockenadiabatische Gradient überschritten: 50° Januar, 85° Oktober. In der hohen Stratosphäre treten vorwiegend zu hohe Temperaturen auf, die Tropopause ist meist zu kalt.

Die Temperaturamplitude der Tagesschwankung ergibt sich generell in der Stratosphäre etwa um eine Zehnerpotenz größer als in der Troposphäre. Zu allen Jahreszeiten ist in allen Niveaus die Tagesschwankung über dem Äquator am größten, über dem Pol am kleinsten. Ferner stellen wir die größten Amplituden in der mittleren Stratosphäre oberhalb des Ozonmaximums fest. Sie nehmen nach oben und unten hin ab. In der Höhe der Tropopause treten die kleinsten Amplituden auf. Über einer Erdoberfläche, deren Temperatur tagsüber konstant bleibt, z.B. über einer Wasserfläche (85° Breite), nimmt die Tagesschwankung von unten nach oben zu mit relativen Extremwerten in Tropopausenhöhe und mittlerer Troposphäre.

Typische Beispiele für den Verlauf des Tagesganges bei verschiedener Sonnenscheindauer zeigt die Abb.5. Während der Nulldurchgang der Schwankung um 12.00 Uhr und 24.00 erfolgt, kann das Minimum (Maximum) in allen Niveaus bis zu 1¹/₂ Stunden nach (vor)

Tabelle 4. Den Berechnungen (Abb. 1 bis 4) zugrunde liegende, druckreduzierte Wasserdampfverteilung in cm l.e.

	50 km	40 km	30 km	20 km	15 km	11 km	5 km	0 km	T Boden
5°	Januar	.16 E-6*	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.13 E-2	.19 E-0	.46 E+1 300° K
	April	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.13 E-2	.19 E-0	.50 E+1 300° K
	Juli	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.25 E-2	.34 E-0	.60 E+1 300° K
	Oktober	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.13 E-2	.19 E-0	.50 E+1 300° K
50°	Januar	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.52 E-3	.33 E-1	.69 E-0 273° K
	April	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.61 E-3	.57 E-1	.12 E+1 280° K
	Juli	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.12 E-2	.13 E-0	.25 E+1 291° K
	Oktober	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.83 E-3	.75 E-1	.16 E+1 280° K
85°	April	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.46 E-3	.17 E-1	.23 E-0 273° K
	Juli	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.66 E-3	.52 E-1	.10 E+1 280° K
	Oktober	.16 E-6	.12 E-5	.79 E-5	.42 E-4	.12 E-3	.46 E-3	.23 E-1	.35 E-0 273° K

* E-6 bedeutet $\cdot 10^{-6}$

Tabelle 5. Den Berechnungen (Abb. 1 bis 4) zugrunde liegende, druckreduzierte Ozonverteilung in cm NTP

	50 km	40 km	30 km	20 km	15 km	11 km	5 km	0 km	T Boden
5°	Januar	.15 E-3	.93 E-3	.16 E-1	.60 E-1	.72 E-1	.77 E-1	.86 E-1	.95 E-1 300° K
	April	.15 E-3	.93 E-3	.17 E-1	.63 E-1	.76 E-1	.82 E-1	.91 E-1	.10 E-0 300° K
	Juli	.15 E-3	.93 E-3	.17 E-1	.64 E-1	.78 E-1	.84 E-1	.94 E-1	.10 E-0 300° K
	Oktober	.15 E-3	.93 E-3	.16 E-1	.61 E-1	.74 E-1	.79 E-1	.88 E-1	.98 E-1 300° K
50°	Januar	.15 E-3	.93 E-3	.21 E-1	.83 E-1	.11 E-0	.12 E-0	.13 E-0	.15 E-0 273° K
	April	.15 E-3	.93 E-3	.23 E-1	.92 E-1	.12 E-0	.14 E-0	.15 E-0	.17 E-0 280° K
	Juli	.15 E-3	.93 E-3	.21 E-1	.86 E-1	.11 E-0	.12 E-0	.14 E-0	.15 E-0 291° K
	Oktober	.15 E-3	.44 E-3	.16 E-1	.69 E-1	.87 E-1	.95 E-1	.11 E-0	.12 E-0 280° K
85°	April	.15 E-3	.93 E-3	.25 E-1	.10 E-0	.14 E-0	.17 E-0	.20 E-0	.21 E-0 273° K
	Juli	.15 E-3	.93 E-3	.21 E-1	.83 E-1	.11 E-0	.12 E-0	.13 E-0	.15 E-0 280° K
	Oktober	.15 E-3	.93 E-3	.19 E-1	.75 E-1	.95 E-1	.10 E-0	.12 E-0	.13 E-0 273° K

Sonnenaufgang (Sonnenuntergang) eintreten. Die Verschiebung der Extremwerte gegenüber der Sonnenaufgangs- bzw. Sonnenuntergangszeit ist im Sommer größer als im Winter und hängt von der Dauer der Heizphase ab. Die Extremwerte treten dann ein, wenn die Summe aus kurzweiliger und langweiliger Divergenz verschwindet. In der Stratosphäre tritt wegen der relativ hohen Ozon-Strahlungsdivergenz bei großen optischen Weglängen das Minimum (Maximum) bis zu 30 Minuten verfrüht (verspätet) gegenüber den anderen Niveaus ein. Der Einfluß des Erdboden-Temperaturganges macht sich durch Verzögerung des Maximums nur bis zur Höhe 3 km bemerkbar; in der Stratosphäre ist kein Einfluß erkennbar. Für die Stratosphäre sind die Gleichgewichtstemperaturen und die Amplituden im folgenden nochmals zusammengestellt (Tab. 6).

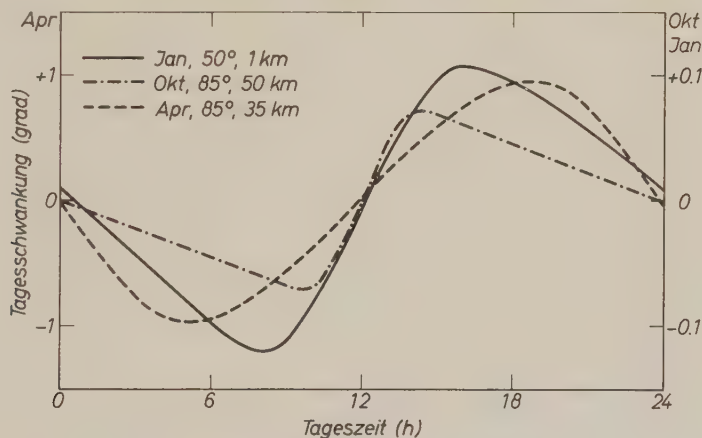


Abb. 5. Verlauf des Temperatur-Tagesganges

Tabelle 6. Strahlungsgleichgewichtstemperaturen und Amplituden des Tagesganges in der Stratosphäre Entsprechend Abb. 1 bis 4

		Gleichgewichtstemperatur ($^{\circ}\text{K}$)				Amplitude ($^{\circ}$)			
		20 km	30 km	40 km	50 km	20 km	30 km	40 km	50 km
5°	Januar	202	240	290	344	.31	1.2	3.0	2.0
	April	214	250	300	370	.34	1.4	3.2	2.1
	Juli	218	250	300	364	.32	1.3	3.2	2.1
	Oktober	210	246	294	358	.34	1.3	3.2	2.2
50°	Januar	180	210	244	282	.17	.76	1.4	.95
	April	214	242	288	340	.30	1.2	2.4	1.7
	Juli	230	260	310	382	.34	1.3	2.8	1.9
	Oktober	196	230	276	320	.24	1.1	2.3	1.5
85°	April	194	224	256	290	.11	.54	.80	.55
	Juli	244	280	330	404	.06	.20	.50	.37
	Oktober	158	190	216	238	.01	.09	.14	.07

2. Die Strahlungsdivergenzen der Absorber

Zu einem tieferen Verständnis der Zusammenhänge gelangt man bei Betrachtung der Anteile der einzelnen Absorber an der kurzweiligen und langweiligen Strahlungsdivergenz. Die Abb. 6 zeigt den Tagesverlauf der kurzweiligen Divergenz für zwei benachbarte Niveaus

der Stratosphäre. Interessant ist, daß trotz der größeren Tageserwärmung im Niveau 40 km die Erwärmung am Morgen (Abkühlung am Abend) langsamer (rascher) erfolgt als im Niveau 35 km. Dies ist auf die unterschiedliche Größenordnung der in die kurzwelligen Absorptionsfunktionen eingehenden Gasmassen zurückzuführen. Das Erreichen der halben Mittags-Intensität differiert um 1 Stunde. Der Höhenverlauf der kurzwelligen Strahlungsdivergenz-Komponenten wird in Abb. 7 für die Mittagsstunde gezeigt. Absorption des Wasserdampfes ist nur in der Troposphäre von Bedeutung. Kohlensäure tritt am stärksten in der unteren Stratosphäre, schwächer in der hohen hervor. Ozon hat die größte Strahlungsdivergenz in der

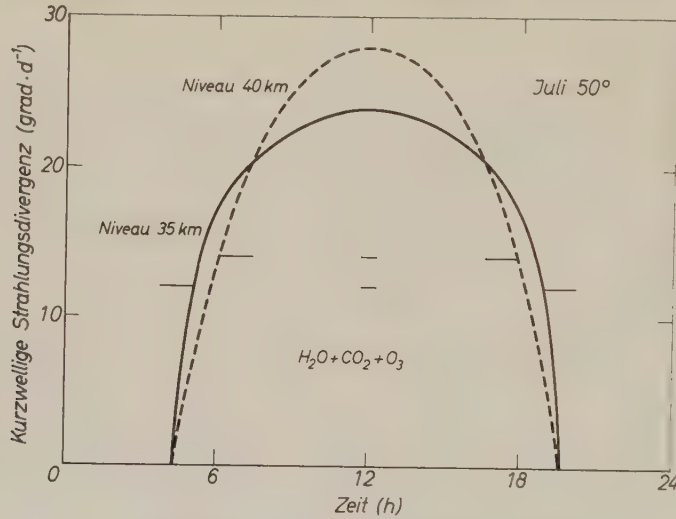


Abb. 6. Tagesverlauf der kurzwelligen Divergenz

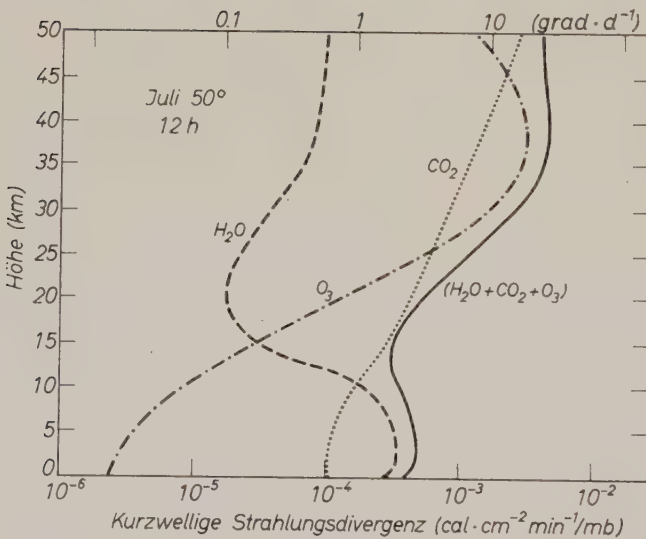


Abb. 7

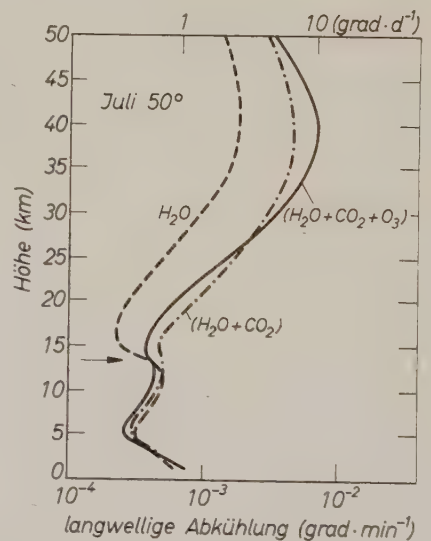


Abb. 8

Abb. 7. Komponenten der kurzwelligen Divergenz zur Mittagszeit

Abb. 8. Komponenten der langwelligen Abkühlung

Stratosphäre; sie hängt entscheidend ab von der Ozonmasse, die über dem Niveau 50 km liegt. Ist diese gleich null, so übertrifft die Ozondivergenz die der Kohlensäure um das Fünffache, wie eine Extrapolation auf die Niveauhöhe 50 km gezeigt hat. Die kleinste kurzwellige Erwärmung zur Mittagszeit stellen wir oberhalb der Tropopause mit 2° pro Tag fest. In Abb. 8 sind die Abkühlungskomponenten der langwelligen Strahlung dargestellt, die für folgende Verteilung der Niveautemperaturen (von oben nach unten gezählt) ermittelt worden sind: 320, 306, 288, 267, 244, 221, 204, 191, 186, 183, 191, 204, 223, 248, 279, 291°K . Etwa von gleicher Größenordnung ist der Beitrag der drei Absorber in der Stratosphäre. Wasserdampf dominiert schwach in der Troposphäre. Kohlensäure bringt leichte Erwärmung zwischen 5 und 11 km, Ozon erwärmt zwischen 4 und 27 km, da die Strahlungsdivergenzen wegen der erhöhten Gegenstrahlung aus der warmen Ozonschicht das Vorzeichen umkehren. Unterhalb 15 km deutet eine Pfeilmarke die Stelle an, an der die Ozonerwärmung die Kohlensäureabkühlung kompensiert. Eine geringfügige Änderung des Wasserdampfgehaltes an dieser Stelle kann stark die Form der Tropopause beeinflussen. Das Strahlungsgleichgewicht wird nämlich aus dem Unterschied zwischen kurzwelliger und langwelliger Divergenz ermittelt. Eine Änderung der Ozon- und Wasserdampfverteilung macht sich hinsichtlich der Gleichgewichtstemperatur also besonders in den Höhen bemerkbar, in denen der kurzwellige und langwellige Anteil von verschiedenem relativen Gewicht sind. Das Mischungsverhältnis und der Ozongradient gehen als Zeilenfaktoren unmittelbar in das Gleichungssystem ein. Geringste Abkühlung stellen wir in der mittleren Troposphäre mit $0,3^\circ$ pro Tag fest.

3. Die Temperaturen in der Stratosphäre

Es ist schon erwähnt worden, daß in Abb. 1 bis 4 die Temperaturen der Stratosphäre zu hoch sind, wie ein Vergleich mit der Literatur [6, 17, 41, 42] zeigt. Welche Möglichkeiten für eine Verbesserung dieser Temperaturen im Rahmen unseres Modelles bestehen, soll kurz erörtert werden. Die Gleichgewichtstemperatur wird sich niedriger einstellen, wenn es gelingt, die langwellige Divergenz bei gleichbleibender kurzwelliger zu erhöhen. Wir betrachten zu dem Zweck die Absorberverteilung. Für Wasserdampf geben H. MASTENBROOK und J. DINGER [28, 34] als Ergebnis ihrer Studien ein konstantes Mischungsverhältnis von $3 \cdot 10^{-6}$ über 15 km an. Da das Mischungsverhältnis über den Feuchtegradienten als Zeilenfaktor in unser Gleichungssystem eingeht, würde dies gegenüber unseren Modellannahmen einer Verringerung des Wasserdampfanteiles an der kurzwelligen und langwelligen Strahlungsdivergenz gleichkommen. Die kurzwellige Divergenz in 50 km würde um 2% , die langwellige um 34% zurückgehen. Da ein niedrigerer Wasserdampfgehalt also praktisch ohne Einfluß auf die kurzwellige Divergenz ist, kann von einem verringerten H_2O -Gehalt keine Temperaturverbesserung im Sinne der Messungen erwartet werden; im Gegenteil, eine kurze Rechnung zeigt, daß sich eine um 25° höhere Gleichgewichtstemperatur einstellen würde.

Die Kohlensäurekonzentration darf in allen Höhen als konstant [17] betrachtet werden. D. BURCH u.a. [3] haben die Absorption der Kohlensäure bei verschiedenen Drucken untersucht. Mit diesen Daten sind die resultierenden Kohlensäure-Strahlungsströme in 45 und 50 km berechnet worden. Die daraus ermittelte mittlere Divergenz für diese Schicht stimmt gut mit den in unserem Modell ermittelten Divergenzen überein und würde lediglich zu einer um 3% höheren Gleichgewichtstemperatur führen.

So bleibt noch Ozon mit seinen starken kurzwelligen und langwelligen Komponenten zu betrachten. In den Abb. 1 bis 4 ist zur besseren Vergleichbarkeit für alle Breiten und Jahres-

zeiten dieselbe Ozonmasse, nämlich $1,5 \text{ E-3 cm NTP}$, über 50 km Höhe angenommen worden. Dieser Wert ist, verglichen mit den Satellitenmessungen von S. TWOMEY [56,57], zu klein. Abb. 9 zeigt stratosphärische Gleichgewichtstemperaturen für verschiedene Ozonmassen. Bis zu 50° Temperaturdifferenzen treten auf. Im Falle niedrigerer Gleichgewichtstemperaturen stellen wir kleinere Tagesamplituden fest. So geht z. B. in 40 km Höhe für April 5° die Amplitude von $3,2^\circ$ auf $2,5^\circ$ zurück, für Juli 50° von $2,8$ auf $2,2^\circ$.

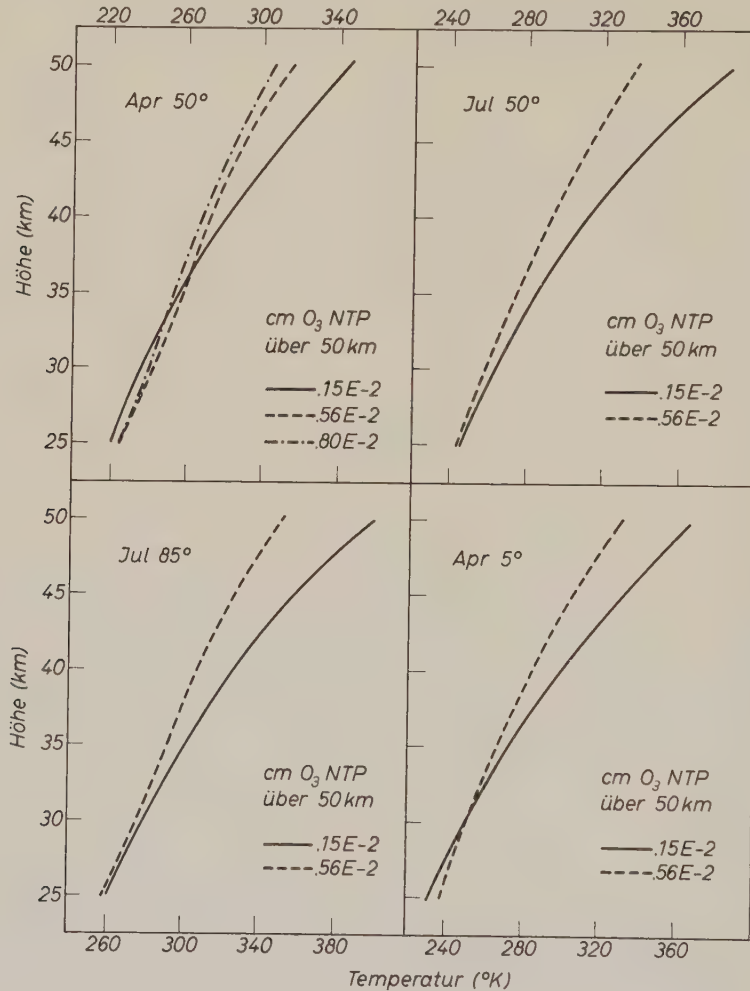


Abb. 9. Temperaturen der hohen Stratosphäre bei verschiedenen Ozonmassen über 50 km

Die Ergebnisse sind noch unbefriedigend. Der eng mit den Strahlungsgleichgewichtstemperaturen zusammenhängende Ozonhaushalt in und über 50 km Höhe muß gründlich erforscht werden. Die Untersuchungen werden fortgesetzt.

4. Der Einfluß der Erdbodentemperatur

Wir betrachten Abb. 1 bis 4. Dort nimmt die Amplitude des Tagesganges in 5° Breite und 50° Breite von der Tropopause zum Erdboden hin zu, während sie in 85° Breite nur bis 3 km zunimmt, um von hier zur Erdoberfläche hin wieder abzunehmen. Für die Berechnungen in

85° Breite ist keine Tagesschwankung der Erdbodentemperatur angesetzt worden, so wie es von einer Wasseroberfläche zu erwarten ist. Der für 50° Breite angesetzte Tagesgang entspricht etwa dem einer Rasenfläche und ist in A 4 dargestellt. Um die extremen Verhältnisse einer Wüstenoberfläche nachzuahmen, ist für 5° Breite die Temperaturamplitude der Grasoberfläche verdreifacht worden. Es liegt also nahe, die Ursache für die Abnahme der Amplitude im Tagesgang der Erdbodenoberfläche zu suchen. Aus diesem Grunde sind für Juli 50° drei Fälle von Bodentemperatur-Tagesgängen durchgerechnet worden. Die Tab. 7 zeigt die Tagesamplituden in den 15 Höhengniveaus über Wüste, Gras und Wasser bei stets gleicher Absorberverteilung und mittlerer Bodentemperatur.

Tabelle 7. *Amplituden des Temperatur-Tagesganges über Wüste, Gras, Wasser*
Juli, 50°

Tagesamplitude Juli 50° in Grad						
km	Wüste	Gras	Wasser	%	%	%
50	2,99	2,99	2,99	0,0	0,0	0,0
45	3,06	3,05	3,05	0,3	0,0	0,0
40	2,59	2,58	2,57	0,8	0,4	0,0
35	1,95	1,93	1,91	2,1	1,0	0,0
30	1,38	1,34	1,32	4,6	1,5	0,0
25	0,66	0,63	0,62	6,5	1,6	0,0
20	0,33	0,32	0,31	6,5	3,2	0,0
15	0,20	0,19	0,19	5,3	0,0	0,0
13	0,18	0,18	0,18	0,0	0,0	0,0
11	0,21	0,21	0,21	0,0	0,0	0,0
9	0,23	0,22	0,22	4,5	0,0	0,0
7	0,26	0,25	0,25	4,0	0,0	0,0
5	0,25	0,24	0,23	8,7	4,4	0,0
3	0,29	0,26	0,24	20,8	8,3	0,0
1	0,38	0,28	0,23	65,2	21,7	0,0

Der Einfluß des Erdboden-Temperaturganges ist bis zu 9 km Höhe und zwischen 15 und 45 km zu verfolgen. Die letzten drei Spalten zeigen die Amplitudenvergrößerung in Prozent, verglichen mit dem Wert über Wasser. In der Troposphäre erfolgt die Amplitudenvergrößerung durch Wasserdampf- und Kohlensäureabsorption, in der Stratosphäre durch Ozonabsorption. Die Bedeutung der 9,6 μ Ozonbande für den Energietransport von der Erdoberfläche zu den verschiedenen Atmosphärenniveaus soll noch weiter untersucht werden.

5. Die Bedeutung der Ozonbande

Die 9,6 μ -Ozonbande liegt im sogenannten Wasserdampffenster der Atmosphäre. In diesem Spektralbereich tritt die von der Erdbodenfläche emittierte langwellige Strahlung fast ungeschwächt durch die Atmosphäre in den Weltraum. Durch die Ozonabsorption wird dieser Energieverlust herabgesetzt, die Atmosphäre entsprechend erwärmt. Wie groß der Betrag der Erwärmung durch den Erdboden sein kann, zeigt Abb. 10. Für eine Erdbodentemperatur von 291° K sind die positiven Beiträge (Erwärmung) der H_2O -, CO_2 - und O_3 -Absorption zur langwelligen Abkühlung dargestellt. Sämtliche Niveautemperaturen haben einen Anteil an der langwelligen Abkühlung. Die stets positiven Erdbodenglieder der Gl. (6) und (7) sind in Abb. 10 gezeigt. Die ozonbedingte Erwärmung der Stratosphäre tritt markant hervor mit

einem Maximum zwischen 30 und 35 km. Der größte prozentuale Anteil an der langwelligen Divergenz wird hingegen in Höhe von 20 km (Pfeilmarke) geliefert, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von C4. Wasserdampf- und Kohlensäureabsorption sind nur unterhalb 9 km Höhe bedeutungsvoll. Die Abb. 11 zeigt die Änderung der Erwärmung pro Grad Abweichung von der Erdbodentemperatur. Mit Tab. 3 und Abb. 11 kann der Tagesgang der bodenbedingten Erwärmung für alle Niveaus ermittelt werden. Variation des Ozon-Gesamtgehaltes der Atmosphäre macht sich nicht sehr in der Stratosphäre, sondern in Tropopausenhöhe bemerkbar. Es ist erstaunlich, daß auch in diesem Zusammenhang die Tropopause, den Jahreszeiten entsprechend in ihrer Höhenlage richtig wiedergegeben, als ausgezeichnetes Niveau der Atmosphäre erscheint: Sie ist eine Extremalstelle der Erwärmung durch den Erdboden.

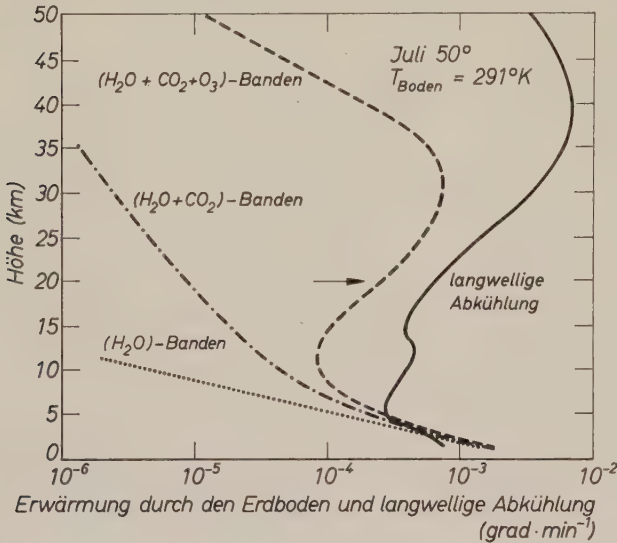


Abb. 10

Abb. 10. Beitrag des Erdbodens (positiv) an der langwelligen Strahlungsdivergenz (negativ)

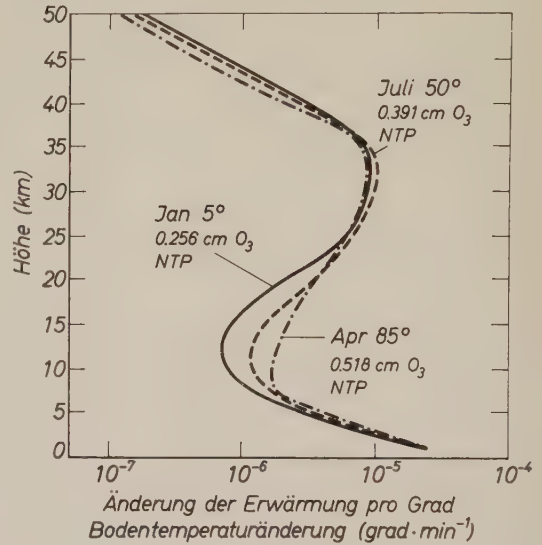


Abb. 11

Abb. 11. Änderung der Erwärmung bei Änderung der Bodentemperatur um 1°

6. Die Stratosphäre bei hochliegender Wolkendecke

Es ist reizvoll und für die Auswertung von Satelliten-Messungen [33, 35, 36] zugleich von praktischer Bedeutung, die Temperaturen der Stratosphäre für den Fall einer hochliegenden Bewölkung zu studieren. Zu diesem Zweck haben wir unser Modell zur Berechnung der Atmosphärentemperatur in 11 km Höhe abgeschnitten und uns bei den Berechnungen auf 15 Niveaus zwischen 11 und 50 km Höhe beschränkt. Im Gleichungssystem (16) tritt an die Stelle der schwarzen Strahlung des Erdbodens der in 11 km Höhe nach oben gerichtete, langwellige Strahlungsstrom. Dieser kann nach YAMAMOTO [Gl. (6)] berechnet werden. Eine Wolke darf im Bereich der langwelligen Strahlung als schwarzer Körper betrachtet werden [31], so daß also eine geschlossene Wolkendecke gewissermaßen einen abgehobenen Erdboden darstellt. Bei allen nachfolgend beschriebenen Berechnungen ist eine Wolkentemperatur von 233°K angenommen worden. Einsetzende Wolkenbildung an der Stratosphärenuntergrenze hält die aus der Troposphäre kommende Strahlung vom Eintritt in die Stratosphäre ab und ersetzt diese in gleichem Maße durch die Schwarzstrahlung der Wolktoberfläche. Der Tages-

verlauf des Bewölkungsgrades ist durch eine Parabel vierten Grades vorgegeben worden, derart, daß die Bewölkung um 6.00 Uhr morgens einsetzen, um 12.00 Uhr ihren Maximalwert erreichen und um 18.00 Uhr wieder wolkenlos eintreten soll. Der Mittagswert (gemessen in Achtel der Himmelsbedeckung) ist als variabler Eingangsparameter gewählt worden. Unabhängig von der Zeit soll vor der Wolkenbildung und nach der Wolkenauflösung ein Strahlungsstrom von $484 \text{ mecal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ in die Stratosphäre eintreten. Von der Reflexion kurzwelliger Strahlung an der Wolkenoberfläche ist abgesehen worden.

In der Tab. 8 sind die Rückgänge der Gleichgewichtstemperaturen und Amplituden gezeigt für die Fälle einer sich langsam entwickelnden (und auflösenden) 4/8- und 8/8-Bewölkung. Der Bedeckungsgrad 4/8 bzw. 8/8 liegt nur um die Mittagsstunde vor und nimmt wie oben beschrieben auf den Wert null um 18.00 und 6.00 Uhr ab. Als Vergleichswerte sind die Amplituden und Gleichgewichtstemperaturen des wolkenlosen Falles gewählt.

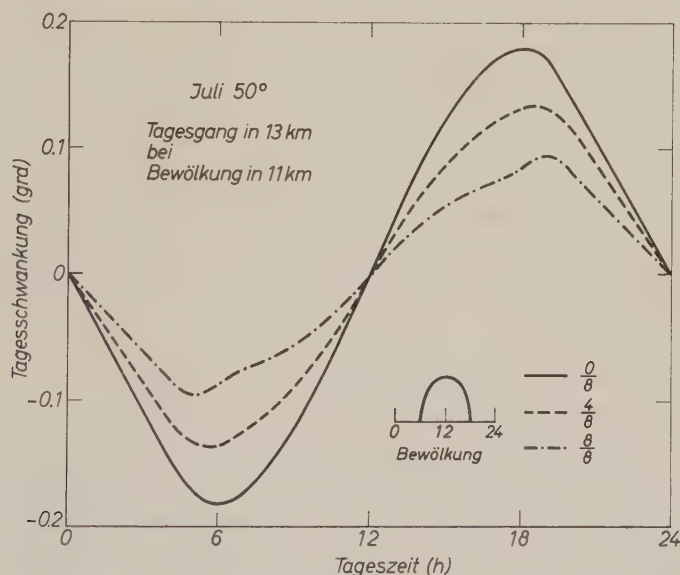


Abb. 12. Tagesgang der Temperaturen in 13 km Höhe bei 0/8-, 4/8-, 8/8-Bewölkung in 11 km Höhe; Juli, 50° Breite

Tabelle 8. Rückgänge der Strahlungsgleichgewichtstemperaturen und Amplituden des Tagesganges bei 4/8- und 8/8-Bewölkung

Höhe km	Gleichgewicht		Amplituden		Höhe km	Gleichgewicht		Amplituden	
	4/8	8/8	4/8	8/8		4/8	8/8	4/8	8/8
47,5	-0,6	-1,3	-0,17	-0,34	27,5	-1,3	-2,7	-2,17	-4,35
45,0	-0,65	-1,3	-0,25	-0,43	25,0	-1,6	-3,2	-3,26	-6,35
42,5	-0,7	-1,5	-0,29	-0,46	22,5	-1,8	-3,7	-4,22	-8,23
40,0	-0,7	-1,4	-0,50	-0,99	20,0	-2,2	-4,4	-5,97	-11,6
37,5	-0,8	-1,5	-0,90	-1,86	17,5	-2,7	-5,4	-9,25	-17,6
35,0	-1,0	-1,9	-0,99	-1,97	15,0	-4,2	-8,0	-19,6	-37,5
32,5	-1,0	-2,0	-1,25	-2,50	13,0	-4,2	-8,3	-24,9	-47,5
30,0	-1,2	-2,4	-1,61	-3,23					
	grad		‰			grad		‰	

Die Tab. 8 zeigt, daß eine Wolke in 11 km Höhe zu niedrigeren Stratosphärentemperaturen führt, besonders ausgeprägt in der unteren Stratosphäre. Die Tagesamplituden werden in der oberen Hälfte der Stratosphäre praktisch nicht beeinflusst. Der Amplitudenrückgang ist am stärksten in der Nähe der Wolke. Die Abb. 12 zeigt den Amplitudenrückgang in 13 km Höhe für eine Mittagsbewölkung von 0/8, 4/8 und 8/8 in 11 km. Die Verzögerung des Temperaturanstieges am frühen Morgen infolge der aufkommenden Bewölkung (etwa gegen 7.00 Uhr) kann gut verfolgt werden. Außerdem ist eine Verschiebung der Extremwerte um jeweils $\frac{1}{2}$ Stunde feststellbar, was von der Verringerung der nachtsüber wirksamen Strahlungsdivergenz herrührt.

7. Die vergleichende Zusammenschau und Ausblick

Nicht alle untersuchten Breiten und Jahreszeiten haben bei der Darstellung der Resultate Platz gefunden. Doch darf man sämtliche Ergebnisse so zusammenfassen: Die Temperaturschwankungen sind am größten in 35 bis 40 km Höhe mit einem Minimum nach Sonnenaufgang und einem Maximum vor Sonnenuntergang. Der größte berechnete Amplitudenwert beträgt $3,2^\circ$, gültig für 5° Breite. Der durch die kurzwellige Einstrahlung vorgegebene Rhythmus der Tagesschwankung kann in keinem Niveau durch die langwellige Erdbodenausstrahlung entscheidend verändert werden. Alle in dieser Arbeit erfolgten Betrachtungen führen zum Phänomen „Tropopause“, an deren Ausbildung sämtliche drei Absorber beteiligt sind. Die Ergebnisse sind nicht geeignet, die natürlichen Verhältnisse in der Troposphäre zu beschreiben, da die Strahlung dort nicht der dominierende Energieträger ist, wohl aber in der Stratosphäre, wie ein kurzer Streifzug durch die Literatur zeigt.

Einen Hinweis auf die Größe der troposphärischen Temperaturschwankungen geben Arbeiten von K. SCHNEIDER-CARIUS [51] und R. HOLZAPFEL und M. MANIG [19], die in den Größenordnungen wesentlich höher als unsere Ergebnisse liegen. Die von R. H. KAY [23] ermittelte nächtliche Abkühlung von $0,05^\circ \cdot \text{h}^{-1}$ für die Höhen 12 bis 16 km stimmt gut überein mit unseren langwelligen Divergenzen. WAN-CHENG CHIU [4] hat aus Radiosondaufstiegen für die Höhen 12 bis 20 km Schwankungen ermittelt, die sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen und gleichfalls eine leichte Zunahme mit der Höhe zeigen. Auch mit den Radiosondenaufarbeitungen von V. ROSSI [49] können die Resultate sehr befriedigend verglichen werden. Er stellt in den unteren Schichten der Stratosphäre im Mittel $0,5^\circ$ Schwankung fest, die mit der Höhe zunimmt, aber unterhalb 20 km kleiner als 1° bleibt.

Von den theoretischen Bearbeitungen des Problems sei zuerst die Arbeit von H. WEXLER [59] genannt. Er findet unterhalb 30 km praktisch keine Schwankung, zwischen 35 und 50 km unter Berücksichtigung einer Arbeit von E. GOWAN [16] eine Schwankung von 10 bis 15° . GOWANs Arbeiten beruhen allerdings auf vielen heute überholten Annahmen, so daß auch WEXLERs Berechnung nicht als zuverlässig anzusehen ist. B. HAURWITZ [18] hat in seinen Untersuchungen der Wind- und Druckschwankungen in 80 bis 100 km auf mittlere tägliche Temperaturschwankungen von $0,7^\circ$ geschlossen, was jedenfalls mit der gefundenen Abnahme der Amplituden über 40 km im Einklang steht. P. DAVIS [8] berechnet in Tropopausenhöhe erdbodenbedingte Temperaturschwankungen, die durch Abb. 11 in ihrer Größenordnung gut bestätigt werden. J. PRESSMAN [46] macht in seinen Berechnungen die Annahme konstanter Abkühlung während des ganzen Tages. Auf die sehr gute Übereinstimmung mit diesen Resultaten sei besonders hingewiesen: Das Maximum der Schwankung liegt bei 45 km. Die Schwan-

kung beträgt unterhalb 30 km weniger als $1,5^\circ$. Der Tagesverlauf sowie die schwache Jahreszeitenabhängigkeit (mit Ausnahme hoher Breiten) der Schwankung kann ebenfalls nur bestätigt werden.

Die in dieser Arbeit berechneten Tagesschwankungen sind allein durch den täglichen Ablauf der Sonneneinstrahlung bedingt und gelten für zeitunabhängige Absorberverteilung. Wir wissen jedoch, daß die Gesamtmengen an Wasserdampf [2] und Ozon [5, 47] erheblichen Tageschwankungen unterliegen können. Auf Grund der Ergebnisse von C 3 darf man annehmen, daß die Konzentrationsschwankungen der Absorber den Temperaturverlauf mehr beeinflussen, als der Verlauf der Sonneneinstrahlung allein. Um dieser Tatsache in einem Modell Rechnung zu tragen, müßte eine plausible Annahme über die Schwankungen der Konzentrationen für einen oder mehrere Tage gemacht werden. Für die Berechnung der kurzwelligen Strahlungsdivergenz würde eine derartige Modellerweiterung keine prinzipiell neuen Schwierigkeiten bringen. Die langwellige Divergenz müßte einen geeigneten zeitabhängigen Korrekturterm erhalten. Darüber hinaus wäre es möglich, einen beliebigen Temperatur-Ausgangszustand zu verfolgen, wenn die Matrix $\exp(-A \cdot t)$ durch Potenzen der langwelligen Matrix A dargestellt würde. Die unbefriedigenden Ergebnisse in den Troposphärenniveaus können nur durch Einbeziehen weiterer Energieformen verbessert werden. Relativ einfach könnte in unserem Modell ein Austausch-Energiestrom berücksichtigt werden. Eine Erweiterung unseres Modelles auf noch höher gelegene Niveaus der Stratosphäre könnte wohl die Berechnung der Temperaturumkehr in der oberen Stratosphäre möglich machen. Eine genaue Kenntnis der Absorptionsverhältnisse bei kleinen Drucken und Gasmassen ist dazu erforderlich. F. MÖLLER und E. RASCHKE [33] weisen hier den Weg.

Symboldafel

A	langwellige Matrix
B	Strahlungsintensität
E	Einheitsmatrix
F	langwelliger Strahlungsstrom
T	Temperatur
a	absorbierte Sonnenenergie
b	Strahlungsintensität CO_2 und O_3
$a_{i,k}$	FOURIER-Koeffizienten für Störfunktionen
$b_{i,k}$	
f	Korrektur σT^4 für CO_2 und O_3
g	Schwerebeschleunigung
h	trigonometrische Summe für Störfunktionen
i	Niveauindex
k	Absorptionskoeffizient
l	Absorberindex
m	optische Weglänge
n	FOURIER-Summen-Index
p	Luftdruck
r	Gasmassenindex für Druckkorrektur
s	trigonometrische Summe für Sonnenabsorption
t	Zeit

u	Gasmasse
z	Höhe der Atmosphäre
$\left. \begin{matrix} \alpha_{i,k} \\ \beta_{i,k} \end{matrix} \right\}$	FOURIER-Koeffizienten der Temperaturschwankungen
ε	Emissionsfähigkeit
ζ	Zenithdistanz
θ	Tagesgang der Temperaturschwankung
κ	Potenz der Druckkorrektur
μ	Wellenlänge
ν	Frequenz
π	3,14 . . .
σ	STEFAN-BOLTZMANN-Konstante
τ	Transmission

Literatur

1. F. BARCLEY, M. ELLIOTT, P. GOLDSMITH und J. JELLEY, A direct measurement of the humidity in the stratosphere using a cooled vapor trap. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **86** (1960) 259—264.
2. H. J. BOLLE, Messung des Wasserdampfgehaltes über München mit einem Gitterspektrograph. *Pers. Mitteilung* (1964).
3. D. BURCH, D. GRYVNAK und D. WILLIAMS, Infrared Absorption by Carbon Dioxide, Water Vapor, and Minor Atmospheric Constituents. The Ohio State University, Research Foundation, Columbus 12, Ohio. *Science Report Nr. 2*, Contract No. AF 19(604)—2633.
4. CHIU, WAN-CHENG, The Diurnal Temperature Variation of the Lower Stratosphere over the United States. *J. Meteorol.* **16** (1959) 354.
5. R. A. CRAIG, Radiative Changes in the Ozone Layer. *Compendium of Met.*, Boston (1951) p. 292.
6. R. A. CRAIG, *Meteorol. Monogr. Amer. Met. Soc.* **1** (1950) Nr. 2.
7. A. CURTIS und R. GOODY, *Proc. Roy. Soc. [London] Ser. A* **236** (1961) 193.
8. P. DAVIS, The Diurnal Variation of Temperature near the Tropopause due to a Diurnal Variation of Terrestrial Radiation. *Scient. Report Nr. 5*, Dep. of Met. and Ocean., New York University, Contract No. AF 19(604)—1755 (1959).
9. W. ELSASSER, Heat Transfer by Infrared Radiation in the Atmosphere. *Harvard Met. Studies Nr. 6*, Harvard University Milton, Mass. (1941).
10. H. FMPEL, Untersuchungen des Gesamtstrahlungs-pyrometers "Ardonox" auf seine Eignung zur Messung der Strahlungstemperatur einer Grasoberfläche. *Dipl. Arbeit Univ. München* (1963).
11. R. FLEAGLE, und J. BUSINGER, *An Introduction to Atmospheric Physics*. Academic Press, New York and London (1963).
12. P. GÖTZ, Ozone in the Atmosphere. *Compendium of Met.*, (1951) p. 275.
13. W. GODSON, The Computation of Infrared Transmission by Atmospheric Water Vapor. *J. Meteorol.* **12** (1955) 272.
14. R. GOODY, A Statistical Model for Water-Vapor Absorption. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **78** (1952) 165.
15. R. GOODY, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **78** (1952) April 52.
16. E. GOWAN, Ozonosphere Temperatures under Radiation Equilibrium. *Proc. Roy. Soc. [London], Ser. A* **190** (1947) 227.
17. *Handbook of Geophysics USAF*, The Macmillan Company, New York (1960).
18. B. HAURWITZ, Wind and Pressure Oscillations in the Upper Atmosphere. *Arch. Meteorol., Geophysik Bioklimatol.*, Ser. **13** (1963) 144.
19. R. HOLZAPFEL und M. MANIG, Zum täglichen Gang von Temperatur und Druck in der freien Atmosphäre über Deutschland. *Meteorol. Rdsch.* **8** (1955) 85.
20. F. S. JOHNSON, *Rocket Exploration of the Upper Atmosphere*. Pergamon Press, London, (1954) 279—288.

21. L. D. KAPLAN, The Infrared Spectrum of Lower Stratosphere. *Scient. Proc. Intern. Ass. Met.*, 10. Gen. Assembly, Rome (1954).
22. L. D. KAPLAN, On the Pressure Dependence of Radiative Heat Transfer in the Atmosphere. *J. Meteorol.* **9** (1952) No. 1, Febr.
23. R. KAY, The Apparent Diurnal Temperature Variations. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **77** (1951) 427.
24. K. Y. KONDRATI'EV, Mitteilung während eines Koll. des Met. Inst. d. Univers. München (1962).
25. G. KORB, Absorption von Sonnenstrahlung in Wolken. *Mitteil. Met. Inst. Univers. München* (1961) Nr. 6.
26. J. KROENING und EDUARD NEY, Atmospheric Ozone. *J. Geophys. Res.* **67**, (1962) 1867.
27. J. LONDON, A study of Atmospheric Heat Balance. Final Rep. Cont. No. AF 19 (122)—165 (1957), Research Div., College of Engineering, N. Y. Univ.
28. H. MASTENBROOK und J. DINGER, Distribution of Water Vapor in the Stratosphere. *J. Geophys. Res.* **66** (1966) 1437.
29. S. MANABE und F. MÖLLER, On the Radiative Equilibrium and Heat Balance of the Atmosphere. *Monthly Weath. Rev.* **89** (1961) Nr. 12.
30. F. MÖLLER und S. MANABE, Über das Strahlungsgleichgewicht der Atmosphäre. *Z. Meteorol.* **15** (1961) 3—8.
31. F. MÖLLER, Strahlung in der unteren Atmosphäre. *Handb. der Physik* Bd. 48 (1957).
32. F. MÖLLER, Das Strahlungsdiagramm. *RfW*, Berlin (1944).
33. F. MÖLLER und E. RASCHKE, Evaluation of Tiros III Radiation Data. Interim Rep. No. 1, Nasa Res. Grant, NSG-305, Nasa Washington 25, D.C. (1963).
34. F. MÖLLER, Pers. Mitteilung über ein Gespräch mit H. Mastenbrook und P. Goldsmith (1964).
35. F. MÖLLER und E. RASCHKE, Evaluation of Tiros III Radiation Data. Final Rep., Nasa Res. Grant NSC-305, Nasa Washington 20546, D.C. (1964).
36. F. MÖLLER, Some preliminary evaluations of Tiros II radiation measurements. *Met. Inst. Univ. München*. Printed as manuscript to be published in *Arch. Meteorol., Geophysik, Bioklimatol.*, Ser. B **12** (1962) 78—93.
37. D. MURCRAY, F. MURCRAY, W. WILLIAMS und F. LESLIE, Water Vapor Distribution above 90.000 Feet. *J. Geophys. Res.* **65**, (1960) 3641—3649.
38. R. MURGATROYD, P. GOLDSMITH und W. HOLDINGS, Some Recent Measurements of Humidity from Aircraft up to Height of about 50.000 Feet over Southern England. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **81** (1955) 533.
39. C. NORMAND, Atmospheric Ozone and the Upper Air Conditions, *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **79** (1953) 39.
40. H. PAETZOLD und E. REGENER, *Handb. d. Phys.* **48** (1957) Geophys. II.
41. R. PENNDORF, Die vertikale Druck- und Temperaturverteilung bis 120 km Höhe über New Mexico (USA). *Ann. Meteorol.* Heft 7/8 (1950) 91.
42. R. PENNDORF, Die Temperatur der hohen Atmosphäre. *Meteorol. Z.*, Heft 1 (1941) 1.
43. G. PLASS, Models for Spectral Band Absorption. *J. Opt. Soc. Amer.* **48** (1958) 690.
44. G. PLASS und D. FIVEL, Influence of Doppler-Effect and Damping on Line-Absorption Coefficient and Atmospheric Radiation Transfer. *Astrophysic. J.* **117**, No. 1, (1953) 225.
45. G. PLASS, The Influence of the $15\ \mu$ Carbone Dioxide Band on the Atmospheric Infrared Cooling Rate. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **82** (1956) 310.
46. J. PRESSMAN, Diurnal Temperature Variations in the Middle Atmosphere. *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* **36** (1955) 220.
47. K. RAMANATHAN, Bi-annual Variation of Atmospheric Ozone over the Tropics. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* **89** (1963) 540.
48. R. RAWCLIFF, G. MELOY, R. FRIEDMAN und E. ROGERS, Measurement of Vertical Distribution of Ozone from a Polar Orbiting Satellite. *J. Geophys. Res.* **68** (1963) 6425.
49. V. ROSSI, Beobachtungen über den täglichen Temperaturverlauf in der Stratosphäre. *Geophysica* **4** (1964) 4, (551. 524. 7).
50. T. SASAMORI, The Temperature Effect on the Absorption of 15 Microns Carbone-Dioxide Band. *Sci. Rep. Tohoku Univ.*, **11**, No. 3 (1959) 149.
51. K. SCHNEIDER-CARIUS, Die Schichtung der Troposphäre über den tropischen Ostafrika. *Geofis. pur. appl.* **12**, Fasc. 5—6 (1948) 1.

52. M. SUMMERFIELD, Pressure Dependence of the Absorption in the 9.6μ O_3 -Band. Cal. Inst. Tech., Doctoral Thesis (1941).
53. K. TELEGADAS und J. LONDON, A Physical Model of the Northern Hemisphere, Troposphere for Winter and Summer. Sci. Rep. No. 1, A 19 (122)—165, Res. Div., College of Engineering, N.Y. Univ. (1954).
54. E. TØNSBERG und K. OLSEN, Investigation on Atmospheric Ozone at Nordlysobservatoriet Tromsø. Geofysike Publ. **13** (1943) No. 12.
55. G. TUCKER, An Analysis of Humidity Measurements in the Upper Troposphere and Lower Stratosphere over Southern England. M.R.P. 1052, S.C. III/235, Met. Res. Committee, Air Ministry, England (1957).
56. S. TWOMEY, On the Deduction of the Vertical Distribution of Ozone by Ultraviolet Spectral Measurements from a Satellite. J. Geophys. Res. **66**, No. 7, (1961) 2153.
57. S. VENKATESWARAN, J. MOORE und A. KRUEGER, Vertical Distribution of Ozone. J. Geophys. Res. (1961) **66**, No. 6, 1751.
58. E. VIGROUX, Contributions a l'etude experimentale de l'absorption de l'ozone. Ann. Phys. **8** (1961) 709—762.
59. H. WEXLER, Annual and Diurnal Temperature Variations in the Upper Atmosphere. Tellus **2** (1950) 262.
60. G. YAMAMOTO, On Radiation Chart. Sci. Rep. Tohoku Univ., Ser. 5, Geophysics **4**, No. 1, (1952) 9—23.
61. W. ZDUNKOWSKI, Untersuchungen über die langwellige Strahlung der Atmosphäre. Gerlands Beitr. Geophysik **72** (1963) 21—47, 103—126.

Lebenslauf

Am 19. Mai 1934 wurde ich in Erding bei München als Sohn eines Lehrers geboren. Nach dem Besuch der Grundschule trat ich 1944 in die Staatliche Oberrealschule Erding ein, die mich 1952 mit Reifevermerk entließ.

An der Universität in München studierte ich mit Beginn des Winter-Semesters 1952/53 Mathematik, Physik, Meteorologie und Rechtswissenschaft. Mein Studium beendete ich im Herbst 1958 mit dem Staatsexamen für Mathematik und Physik. In den Jahren 1958 bis 1960 erhielt ich eine gründliche pädagogische Ausbildung an der Staatlichen Rupprecht-Oberrealschule in München, die mit dem zweiten Staatsexamen abschloß.

Im Dezember 1960 bat ich das Bayerische Staatsministerium für Unterricht und Kultus, von meiner Berufung in den Staatlichen Höheren Schuldienst zunächst abzusehen, da ich mich noch einige Jahre wissenschaftlich betätigen wollte. Von 1961 bis 1965 war ich wissenschaftlicher Mitarbeiter von Prof. Dr. MÖLLER an der Universität in München. Im Rahmen eines Forschungsauftrages der Deutschen Forschungsgemeinschaft bearbeitete ich ein theoretisches Modell für die stratosphärischen Strahlungsdivergenzen. Die numerischen Berechnungen führte ich an der IBM-Rechenanlage des Max-Planck-Institutes für Plasmaphysik in München-Garching durch. Im Januar 1965 wurde ich zum Dr. rer. nat. der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität München promoviert.

Seit April 1965 bin ich wissenschaftlicher Assistent am Institut für Geometrie der Technischen Hochschule in München.

Reiner Gebhart

